La descarga disruptiva en los aislantes sólidos

Por K. W. WAGNER (1)

537.529

El estudio de los fenómenos que acompañan a la descarga disruptiva en materias aislantes sólidas es un brillante ejemplo de cómo el análisis teórico y el experimental deben caminar juntos en toda investigación de tipo técnico. Este campo de la descarga disruptiva estuvo hace años entregado plenamente a la iniciativa de los empíricos, los cuales buscaban a tientas, sin saber explicarse, en la mayor parte de los casos, por qué un aislante determinado daba unas veces resultados satisfactorios y otras era incapaz de resistir la primera prueba. Un prolijo trabajo experimental y las subsiguientes consideraciones teóricas han llevado orden y claridad a estos hechos, antes confusos, y gracias a ello se conocen hoy todos los fenómenos físicos a que obedece la descarga. El autor de este trabajo, que ha pasado una breve temporada en España, desarrollando en el Instituto Nacional de Electrónica un ciclo de lecciones sobre otras materias, expone, con profusión de datos, las facetas más interesantes de este largo proceso de investigación, realizado bajo su dirección y con la colaboración personal de los doctores Perlick y Gemant en varios laboratorios alemanes, y principalmente en el del Instituto "Heinrich Hertz", de Berlín.

1. LA DESCARGA DISRUPTIVA ES CONSECUENCIA DEL CALENTAMIENTO ELÉCTRICO

Allá por el año 1 905, trabajando el autor en un laboratorio de investigación de la fábrica Siemens-Schuckert, de Berlín, sintió, por primera vez, la necesidad de estudiar a fondo el extraño fenómeno de la descarga disruptiva. La Casa había adquirido el compromiso firme de entregar un cierto número de cables de alta tensión, para una transmisión de energía con corriente trifásica a 10 000 voltios, y para poder hacer frente al compromiso, distribuyó la producción entre dos de sus fábricas. La competencia despertaba el estímulo, y ambas fábricas ponían el mayor empeño en construir cada una los mejores cables. Así surgieron controversias, que indujeron a la Gerencia a someter los cables fabricados a un minucioso estudio, a cargo del Laboratorio de investigación en el cual trabajaba el que esto escribe. Se nos dieron numerosas pruebas de estos cables, y habíamos de contrastarlos para determinar sus características y, principalmente, su rigidez dieléctrica. Pronto se nos ocurrió que tal examen no había de conducir a resultados estimables, si las tensiones disruptivas se medían en la forma que por aquel entonces era habitual, esto es, aumentando con velocidad previamente convenida la tensión hasta que la descarga se producía. Esta experiencia, repetida con unos diez trozos de prueba iguales, acusó resultados tan discrepantes entre sí, que era evidente que su valor medio no podía ofrecer la menor confianza como índice representativo de la calidad, a este respecto, del material de prueba.

Se cambió, pues, el sistema, y para poder formar juicios más representativos, se procedió en la siguiente forma: Gradualmente se iba incrementando la tensión y, al mismo tiempo, se medía el calentamiento que así se producía. La *figura 1* ilustra un experimento de esta índole: las abscisas representan el tiempo, t, y las ordenadas, la temperatura, φ, en el interior del cable. La temperatura se medía por el aumento de resistencia que, durante el proceso, experimentaba uno de los conductores, conectado a tierra; así se obtuvo una media del incremento de temperatura en la pieza de prueba, que tenía unos cinco metros de longitud. Esta temperatura crece, según una ley aproximadamente exponencial y se acerca asintóticamente a un valor final, siempre que la carga eléctrica esté por debajo de la tensión disruptiva; por ejemplo, al valor φ_1, para la tensión U_1; al valor φ_2, para la tensión U_2; etc. El experimento fué pro-

(1) Doctor en Ciencias Físicas y Electrotécnicas de las Universidades de Gotinga y Darmstadt; Profesor *emeritus* de la Universidad Técnica de Berlín, y antes Director del Instituto "Heinrich Hertz"; Presidente de la Academia de Ciencias y Artes de Maguncia; Miembro de las Academias Científicas de Berlín, Boston, Estocolmo y Roma; Profesor honorario de la Universidad de Maguncia.

seguido con una tensión invariable hasta llegar, prácticamente, a la temperatura final (tiempos t_1, t_2, ...). Entonces se aumentaba la tensión en un valor determinado. Y, finalmente, con una tensión dada (U_3 en la *figura*), se llegaba a una situación en la cual, al principio, la temperatura también parece aproximarse a su valor final; pero, de repente, experimenta una inflexión hacia arriba y crece con velocidad cada vez mayor, hasta que se produce la descarga disruptiva (momento t_3); U_3 es entonces la tensión disruptiva U_d.

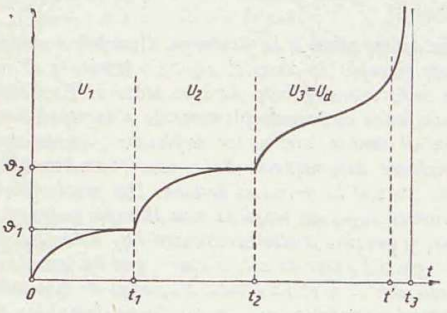


Fig. 1.—*Variación de la temperatura con el tiempo en un cable de alta tensión, en estados estable e inestable.*

Este método experimental permitió formar útiles juicios para valorar los diferentes procedimientos empleados en la producción: la uniformidad de los productos; la influencia de ciertas materias primas, y, en fin, otras circunstancias prácticas de gran importancia en la fabricación de cables. Y, como enseñanza secundaria, se pudo llegar a concretar una nueva visión del fenómeno de la descarga disruptiva, visión que se basa en las observaciones siguientes.

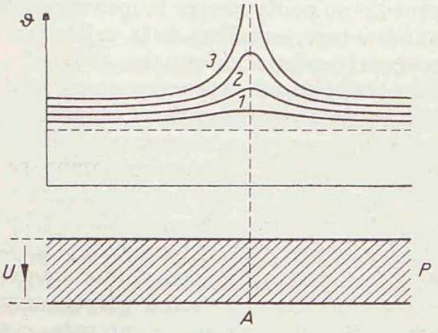


Fig. 2.—*Formación de un foco caliente limitado ("hot spot"), propicio a la descarga disruptiva.*

Si durante el crecimiento rápido de la temperatura (por ejemplo, en el momento t' de la *figura 1)* el experimento se interrumpía, desconectando la tensión antes de haberse destruído el cable, aparecía regularmente un calentamiento intenso, en una sección muy limitada de aquél. Esta sección recalentada se podía delimitar con sólo palpar la cubierta de plomo. Y venía a coincidir con el lugar preciso del cable en que éste se hubiera destruído, si el experimento se hubiese prolongado durante un tiempo mayor. La formación de tales espacios calientes ("hot spots") comprende los puntos donde más tarde se produce la descarga disruptiva, según hubo, por otra parte, de comprobarse. Sin embargo, pudo observarse una cosa muy extraña al repetir la experiencia con la misma pieza de cable, después de haber sido ésta enfriada completamente: como preludio de la descarga disruptiva, nuevamente se formaba un espacio caliente, pero casi siempre en un lugar distinto del anterior. Y hubo también de comprobarse que la situación de este espacio caliente era arbitraria y no venía en ningún caso determinada por defectos o vicios de fabricación, ya que tales vicios los denunciaba el hecho de que la descarga disruptiva se produjera de repente, con una tensión más baja y en un punto estable de la curva de temperatura, sin que antes se hubiera formado el "hot spot". Por otra parte, resultaba factible provocar la formación del "hot spot" en un lugar cualquiera determinado, con sólo entorpecer en ese lugar la conducción natural del calor del cable, envolviendo éste, por ejemplo, con un paño.

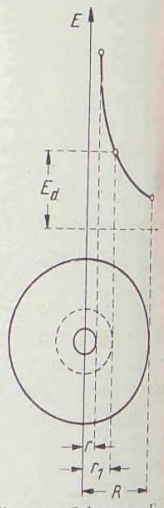


Fig. 3.—*Sobrecarga limitada localmente en el campo eléctrico interior de un cable concéntrico.*

Tomando por base estas observaciones, llegó a plasmar en aquel entonces la siguiente idea del fenómeno de la descarga disruptiva. Sea *P (figura 2)* una plancha de material aislante, sometida a la tensión U. Por efecto de esta tensión, la plancha se calienta; si la tensión es continua, por las pérdidas de Joule causadas por la corriente a través del aislamiento; si es alterna, por la misma causa, y además por las pérdidas dieléctricas. En una sustancia uniforme y en condiciones de refrigeración invariables, la sobretemperatura φ tendrá en todas partes el mismo valor. Sin embargo, por cuales-

quiera irregularidades, o bien por mera casualidad, la sobretemperatura será, en general, un poco más alta en algunos puntos A que en sus alrededores *(figura 2*, curva *1)*. Y como la conductibilidad de las materias aislantes aumenta a medida que la temperatura crece, en tales lugares se producirá un mayor consumo de potencia, lo cual traerá como consecuencia que el material aislante tienda a calentarse aún más en A, y que la temperatura más alta se mantenga y aun pueda incrementarse. Esta elevación de temperatura se producirá, con seguridad, cuando la tensión aumente, dando lugar a la curva de temperatura *2*. Finalmente, si la tensión sigue creciendo, se llegará a una situación en la cual habrá desaparecido el equilibrio entre el calor producido en A y el conducido a los alrededores. La temperatura seguirá entonces creciendo de un modo continuo (curva *3*), hasta que la intensa corriente eléctrica acabe por destruir la materia. La descarga disruptiva equivale, pues, a una ruptura del equilibrio termoeléctrico.

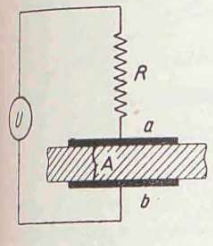


Fig. 4.—*Sólo la parte estable de la característica disruptiva puede observarse.*

El experimento que ahora vamos a describir mostró bien a las claras que la intensidad del campo eléctrico no guarda inmediata correlación con esta especie de descarga disruptiva *(figura 3)*. En un cable concéntrico, con el conductor interior relativamente delgado (radio r), se midió la tensión disruptiva y se calculó la distribución de la intensidad del campo, que se ha representado en la parte superior de la misma *figura*. Hasta el radio r_1, la intensidad del campo es superior al valor del campo eléctrico disruptivo E_d, aplicable para el material en forma de planchas. Inmediatamente después, y durante muchas horas, se expuso dicho cable a una tensión algo inferior a la disruptiva, lo cual equivalía a que, durante este tiempo, el material aislante comprendido entre el conductor interior y un diámetro algo menor que r_1, estuviera expuesto, en parte, a intensidades de campo considerablemente superiores a la del campo eléctrico disruptivo E_d. Si la intensidad del campo influyese decisivamente en la destrucción del material, el estrato de materia aislante que se encuentre entre r y r_1 debería haber sufrido algún daño durante este experimento, por lo menos en la región del mismo que se halla en contacto directo con el conductor interior, donde la intensidad del campo tenía que ser superior a $2\,E_d$. Tal fué la opinión de muchos expertos, coincidente con la nuestra; pero después de la experiencia, el material aislante se nos ofreció completamente intacto, aun en las regiones interiores. El aislamiento consistía en cintas de papel enrolladas unas sobre otras, y no hubo más que retirar las envolturas exteriores para comprobar lo dicho: los estratos interiores no habían experimentado ninguna modificación. E igualmente se comprobó que también estaban en orden desde el punto de vista eléctrico, dando al resto del cable interior, que, como se ha dicho, tenía un radio exterior inferior a r_1, una envoltura de hoja de estaño y midiendo la tensión disruptiva entre esta envoltura y el conductor interior. Así se encontraron los mismos valores que normalmente se obtienen para los cables nuevos de igual diámetro, interior o exterior, respectivamente.

2. CARACTERÍSTICAS DISRUPTIVAS DE UNA SUSTANCIA

No nos fué posible, por aquellos años, confirmar, con nuevos experimentos y las consideraciones teóricas consiguientes, la idea de que la descarga disruptiva debía ser producida por el calentamiento eléctrico. Mas, transcurrido algún tiempo, pudimos nuevamente someter a examen esta noción fundamental de que la ruptura de la condición de equilibrio termoeléctrico debía de ser la causa de la descarga disruptiva: Si la ruptura de este equilibrio se pudiera impedir con éxito—nos dijimos—, también sería posible aumentar la carga eléctrica de cualquier sustancia mucho más allá del límite de disrupción, sin que la descarga llegara a producirse. La idea simple de reforzar esta estabilidad, intercalando una resistencia suficientemente alta, no dió resultado. Lo cual es debido a que, en este caso *(figura 4)*, la energía acumulada en el campo eléctrico entre los electrodos a y b es suficiente para alimentar un canal A, en el que el equilibrio se perturba con la corriente necesaria para que la descarga se produzca. Sin embargo, esto se puede impedir, si uno de los electrodos, en vez de ser de metal, es de un mal conductor *(figura 5)*; el más práctico de éstos es la ma-

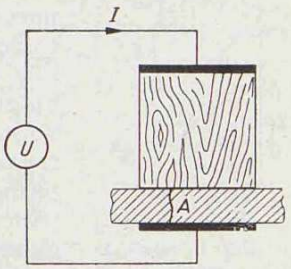


Fig. 5.—*La característica disruptiva se aprecia más allá del punto disruptivo.*

dera, por lo cual la corriente pasa en la dirección de las fibras, mientras que la baja conductibilidad de esta sustancia en dirección normal a las fibras impide que, desde los lados, pueda llegar corriente a un punto A, donde el equilibrio se ha perturbado.

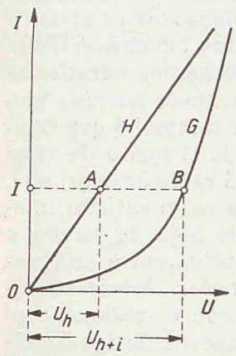


Fig. 6.—*Verificación de la característica disruptiva.*

En este caso, la característica disruptiva del material aislante pudo obtenerse de la siguiente manera *(figura 6)*. Primero se determina la línea de tensión y corriente $O\ B\ G$ en el margen total, y después la característica $O\ A\ H$ del electrodo de madera por sí solo. Para una intensidad de corriente I, la tensión en el margen total es U_{h+1}, y la tensión en el electrodo de madera, U_h; en consecuencia, la tensión en el material aislante será:

$$U = U_{h+i} - U_h.$$

Si se toman gráficamente valores de I en función de U, se obtiene la característica del material aislante *(figura 7)*. La región estable $O\ P\ S$ de la característica puede también conseguirse con electrodos de metal. En S, el equilibrio se rompe y se produce la descarga. La parte $S\ Q$, situada por encima de S, corresponde a estados o situaciones no estables, y no puede conseguirse con electrodos metálicos. La tensión más alta posible, en un material aislante, es la tensión disruptiva U_d, correspondiente al punto de retroceso S de la característica; y si la carga sigue aumentándose, la tensión vuelve a disminuir. A toda tensión menor, U_1 por ejemplo, corresponde un punto estable P de la característica y una intensidad de corriente I_1, y un punto no estable Q, con la intensidad de corriente, mucho mayor, I'.

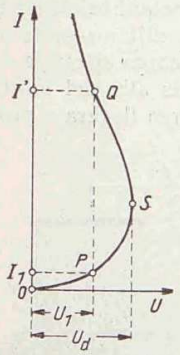
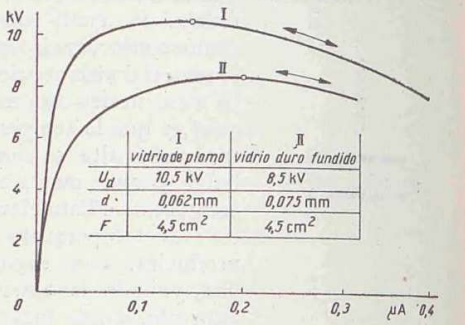


Fig. 7.—*Característica disruptiva:* P, *estado estable;* Q, *estado inestable para la misma tensión* U; S *indica el punto de la descarga disruptiva.*

Se han podido medir características de esta índole en muchos materiales aislantes, llevando la medida hasta muy al interior de la parte no estable (1). La *figura 8* muestra las características obtenidas con planchas delgadas de vidrio de plomo y de vidrio duro fundido. Si se traza la característica hasta mucho más allá del punto de disrupción, la descarga en el sentido ordinario no puede producirse; pero algunos materiales aislantes tratados en esta forma se echan a perder, por efecto de la excesiva carga eléctrica. En las materias transparentes se aprecia esto por la formación de manchas y por algunas otras alteraciones. Tampoco, si se disminuye la carga eléctrica, se vuelve a hallar la característica original, sino otra con tensiones inferiores. La *figura 9* pone esto de manifiesto con una lámina de goma. En las características de planchas de vidrio siempre coinciden la característica recorrida hacia adelante y la recorrida hacia atrás, y si las planchas se cargan con ex-



	I vidrio de plomo	II vidrio duro fundido
U_d	10,5 kV	8,5 kV
d	0,062 mm	0,075 mm
F	4,5 cm²	4,5 cm²

Fig. 8.—*Características disruptivas de planchas de vidrio de plomo y de vidrio duro fundido.*

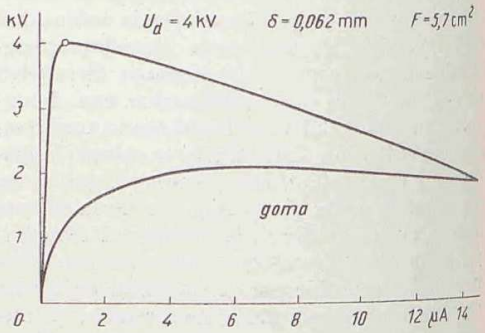


Fig. 9.—*Características disruptivas de una lámina de goma.*

(1) Wagner, K. W.; "El fenómeno físico durante la descarga disruptiva eléctrica a través de aislantes sólidos", *S.-Ber. Preuss. Akad. Wiss., phys.-math. Kl.* (1 922), 438; "The physical nature of the electrical breakdown of solid dielectrics", *J. Am. Inst. Electr. Engr.*, 61, 1 034 (1 922), conferencia pronunciada en el "American Institute of Electrical Engineers", Chicago, en abril de 1 922.

ceso, se resquebrajan por el calentamiento desigual.

Con características gráficas de esta naturaleza, se podría llegar a conseguir una visión satisfactoria de los fenómenos físicos que, durante la descarga disruptiva, tienen lugar a causa del calentamiento; y, en todo caso, se podría comprobar la exactitud de las hipótesis que hubieran luego de servir de base para su explicación. Haremos ahora una breve exposición de las consideraciones teóricas con que fueron complementadas las experiencias descritas, y expondremos también la comprobación experimental de los resultados.

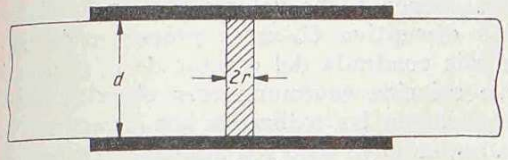


Fig. 10.—*Canal imaginario donde se desarrolla la descarga disruptiva.*

3. TEORÍA DE LA DESCARGA DISRUPTIVA POR CALENTAMIENTO

La teoría tiene que partir del hecho observado de que la descarga eléctrica disruptiva va precedida de un elevado calentamiento, localmente delimitado, de la materia aislante. Para simplificar la exposición, consideraremos, dentro del estrato cargado de la materia aislante, un canal cilíndrico de radio r y extendido de un electrodo al otro *(figura 10)*. Supongamos que este canal delimita el espacio donde, debido a cualesquiera desigualdades, el calentamiento es algo mayor que en los alrededores.

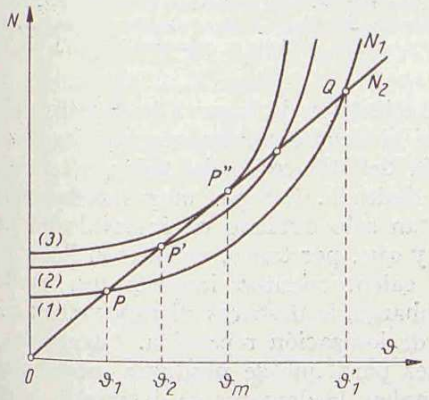


Fig. 11.—*La descarga eléctrica disruptiva como fenómeno de calentamiento.*

Si d es el espesor de la materia aislante y $\varkappa$ su conductibilidad, la resistencia del canal será:

$$R = \frac{d}{\pi r^2 \varkappa}. \qquad [1]$$

Las pérdidas Joule, originadas en el canal por la tensión U_1, son:

$$N_1 = \frac{U_1^2}{R} = \frac{\pi r^2 + \varkappa U_1^2}{d}. \qquad [2]$$

Sea además ϑ la sobretemperatura en el canal, comparada con la de sus alrededores, y k la conductibilidad calorífica. El calor desprendido por el canal, a través de su superficie, será entonces

$$N_2 = 2 \pi r d k \vartheta. \qquad [3]$$

La conductibilidad $\varkappa$ aumenta fuertemente al crecer la temperatura; en consecuencia, lo mismo ocurre con la potencia térmica producida N_1. En la *figura 11* se ha representado esta magnitud como función de ϑ con la curva *(1)*. El calor cedido N_2 viene representado en la misma *figura* por una línea recta que pasa por el origen y corta a la curva N_1 en los puntos P y Q, que corresponden a las temperaturas ϑ_1 y ϑ'_1; de suerte que en P y Q existe equilibrio entre el calor producido y el desprendido. Es fácil comprender que P representa una condición estable y Q una condición inestable, pues toda modificación de la temperatura que, por cualquier causa, se produzca en los alrededores de ϑ_1, vuelve la situación al punto P, mientras que una perturbación del equilibrio térmico en Q la va alejando.

Si la tensión aumenta de U_1 a U_2, la curva del calor producido se traslada a *(2)*, y el punto de la condición estable a P', que corresponde a la temperatura ϑ_2. Si la tensión sigue aumentando, se logra una situación en la que la curva *(3)* del calor producido N_1 toca a la línea recta N_2 (punto P'', que corresponde a la temperatura ϑ_m). Y es aquí donde se produce la descarga, porque el más pequeño aumento de temperatura sobre ϑ_m hace que N_1 crezca más rápidamente que N_2.

Por consiguiente, el punto P'' de la descarga disruptiva viene dado, según se ve en la *figura 11*, por la condición

$$\frac{d N_1}{d \vartheta} = \frac{d N_2}{d \vartheta}. \qquad [4]$$

Para sacar provecho de esta condición, hay que buscar una fórmula que exprese la dependencia entre la conductibilidad $\varkappa$ y la temperatura ϑ, ya que todas las demás magnitudes de la ecua-

ción [2] son independientes de la temperatura.

La fórmula [5], que se da a continuación, traduce bien la variación con la temperatura, encontrada experimentalmente, de la conductibilidad eléctrica de materias aislantes:

$$\varkappa = \varkappa_0 e^{\beta\vartheta}. \qquad [5]$$

En ella se fundan las consideraciones posteriores.

De las ecuaciones [2] a [4] y de esta expansión [5] resulta:

$$\vartheta_m = \frac{1}{\beta}, \qquad [6a]$$

$$U_d = d\sqrt{\frac{2k}{\varkappa_0 r \beta e}}. \qquad [6b]$$

La tensión disruptiva U_d es la tensión U, para la cual la curva N_1 toca a la línea recta N_2; resulta de hacer $N_1 = N_2$, e introducir para ϑ el valor que se obtiene de la ecuación [6a].

El radio r del canal en el cual se produce la descarga es, por de pronto, indeterminado. Parece prudente hacerlo proporcional al espesor d de la plancha aisladora:

$$r = \gamma d, \qquad [7]$$

donde γ es una constante.

Debido a la más deficiente conducción del calor, el "hot spot" debe resultar más extendido en el material más grueso, y así se observa efectivamente.

La forma cilíndrica que hemos atribuído al canal no tiene otra importancia que lograr una mayor sencillez de cálculo. Con cualquier otra forma razonable altera los resultados en factores de un orden de magnitud igual a 1. La verdadera forma del "hot spot" se acerca, probablemente, a un elipsoide de revolución, tal como viene mostrado en la *figura 12*, en la cual se

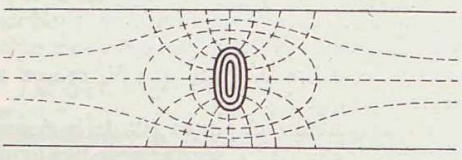


Fig. 12.—*Distribución del calor y de la corriente en los alrededores de un foco caliente, adecuado para que pueda desarrollarse un canal disruptivo.*

han dibujado también las líneas de la corriente térmica. Como el "hot spot" constituye una región limitada de mayor conductibilidad eléctrica, las líneas de corriente eléctrica se contraen también hacia allí.

De las ecuaciones [6b] y [7] resulta

$$U_d = \sqrt{d}\sqrt{\frac{2k}{\varkappa_0 \gamma \beta e}} = a\sqrt{d}. \qquad [8]$$

Las magnitudes colocadas bajo el segundo radical tienen todas valores fijos; luego, la tensión disruptiva U_d crece proporcionalmente a la raíz cuadrada del espesor de la plancha, lo que coincide con numerosas observaciones, si se excluyen las realizadas con hojas muy delgadas, en cuyo caso son aplicables las condiciones que más adelante se explican.

4. INFLUENCIA DEL CAMPO ELÉCTRICO

Naturalmente, la hipótesis, sentada en los párrafos precedentes, de que la intensidad del

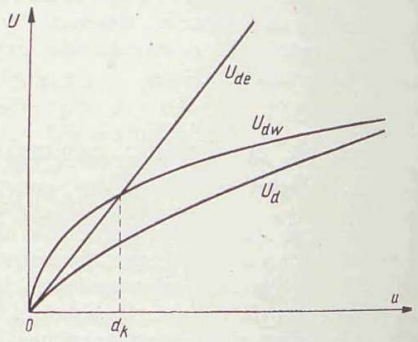


Fig. 13.—*Tensión disruptiva, en función del espesor de la plancha, para la descarga puramente eléctrica* (U_{de}), *la debida al calentamiento* (U_{dw}) *y la influída por ambos factores, campo eléctrico y calentamiento* (U_d).

campo eléctrico da lugar a la descarga disruptiva, si bien no directamente, sino como consecuencia del desarrollo del calor, sólo tiene un valor limitado. Campos muy intensos que actúan tan sólo durante un intervalo de tiempo corto y que, por tanto, no pueden llegar a producir calentamientos importantes, producen, sin embargo, la descarga disruptiva, por una especie de ionización repentina. Cuando las condiciones para que se produzca esta ionización se cumplen, la descarga se desarrolla en un intervalo muy breve, lo mismo que acontece en los gases.

Entre la descarga puramente técnica y la descarga puramente eléctrica, hay un margen en el cual tanto el calentamiento como el campo eléctrico influyen en la descarga disruptiva. El estudio del paso de la descarga térmica a la descarga eléctrica es interesante en teoría y tiene importancia práctica. Una fórmula que facilita

este examen se debe a W. Rogowski [1] y, con una modificación de poca importancia, se expresa en la forma

$$R = R_0 e^{-\beta\vartheta}\left(1-\frac{E}{E_0}\right)^2, \text{ ó } \varkappa = \varkappa_0 \frac{e^{\beta\vartheta}}{\left(1-\frac{E}{E_0}\right)^2}; \qquad [9]$$

donde E es la intensidad del campo eléctrico en el interior de la materia aislante.

A una determinada intensidad del campo E_0,

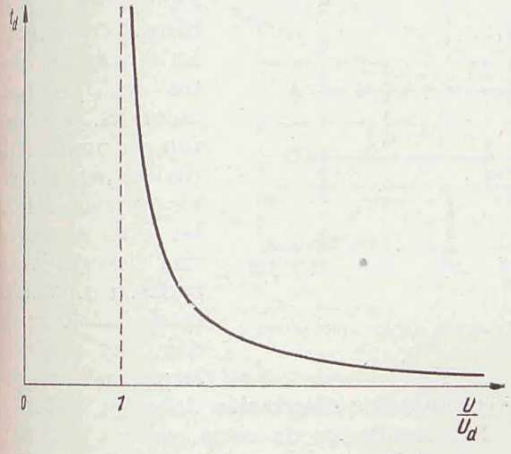


Fig. 14.—*Tensión disruptiva en función del tiempo.*

la conductibilidad $\varkappa$ llega a ser infinita, es decir, la resistencia R se hace cero. De suerte que E_0 es la "intensidad de campo disruptiva", en el mismo sentido en que esta expresión fué empleada anteriormente; su significación ahora es que, al establecerse la intensidad de campo E_0, la materia aislante se destruye en el acto, sin que previamente haya calentamiento.

Si la intensidad del campo que actúa sobre la materia aislante,

$$E = \frac{U}{d}, \qquad [9a]$$

es inferior a E_0, la descarga puede nuevamente producirse como antes, por ruptura del equilibrio entre el calor producido y el desprendido. Esta situación se producirá ahora con mayor rapidez, porque la conductibilidad es mayor, de acuerdo con la ecuación [9].

El cálculo, que no parece necesario repetir aquí, da el resultado que muestra la *figura 13*.

Si el efecto fuera debido al campo eléctrico exclusivamente, es decir, si en la rigidez dieléctrica no influyese el calentamiento interior, se obtendría la línea recta U_{de}, conforme a la ecuación

$$U_{de} = E_0 d, \qquad [10]$$

y la tensión disruptiva sería entonces proporcional al espesor del material.

Por el contrario, si el mero calentamiento fuese la causa de la descarga, la parábola U_{dw} daría la tensión disruptiva, de acuerdo con la ecuación [8], obtenida anteriormente.

Cuando ambos efectos influyen al mismo tiempo, el cálculo de la tensión disruptiva responde a la ecuación

$$U_d = \frac{a E_0 d}{a + E_0 d}, \qquad [11]$$

que corresponde a la línea U_d, en la *figura 13*. Esta línea U_d toca a la U_{de} en el origen, y se aproxima luego asintóticamente a la línea U_{dw}. De donde se deduce que, en estratos muy gruesos, la descarga es, por el contrario, puramente térmica. En cambio, en los estratos de espesor medio influyen ambos efectos.

Para materias puras de estructura simple (cristales), se ha tratado de calcular, mediante consideraciones generales, la intensidad del campo E_0, cuando el campo eléctrico exterior excede a las fuerzas interiores que mantienen unidas las partículas elementales de la materia cargadas con signos opuestos [1]. Se llega así a un orden de magnitud expresado por

$$E_0 \simeq 10^8 \text{ V/cm}. \qquad [12]$$

El hecho de que la intensidad disruptiva observada del campo eléctrico sea 2 ó 3 potencias de diez más baja, puede explicarse por las deficiencias de la estructura del cristal. Y, en efecto, A. Joffe pudo demostrar que el mencionado valor, límite superior de E_0, se alcanza, realmente, en circunstancias especiales.

5. RELACIÓN ENTRE LA DESCARGA DISRUPTIVA Y EL TIEMPO DE APLICACIÓN DE LA TENSIÓN

Como el calentamiento del material requiere cierto tiempo, antes de que se produzca la descarga, se puede exponer una materia a tensiones más elevadas por cortos intervalos, dentro del margen de la descarga térmica. Para cada valor de la tensión, superior al de la tensión disruptiva U_d con carga permanente, puede calcularse el tiempo t_d que debe transcurrir antes de que se produzca la descarga. La *figura 14*

[1] Rogowski, W.; "La descarga disruptiva a través de aislantes sólidos", *Arch. Elektrotechn.*, 13, 153 (1 924).

[1] Véase, por ejemplo, Gemant, A.; *Electrofísica de las sustancias aislantes*, pág. 190, Berlín, 1 930. Contiene también datos sobre todos los trabajos de la materia.

muestra el resultado de un cálculo de esta naturaleza: t_a viene expresado como una función de la relación entre la tensión efectiva U y la tensión disruptiva U_a, con carga permanente.

6. LA DESCARGA DISRUPTIVA CON TENSIONES ALTERNAS

El conocimiento de las condiciones en que debe producirse la descarga disruptiva con una tensión alterna es de gran importancia práctica,

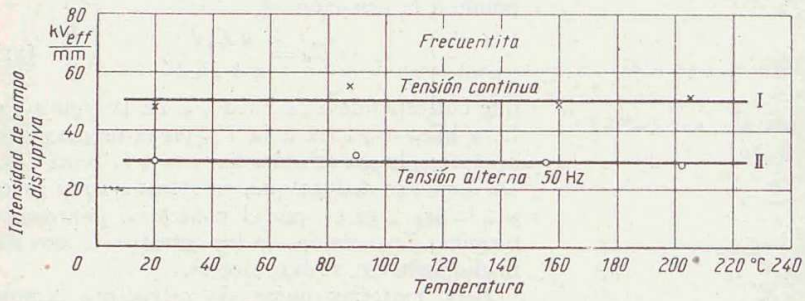


Fig. 15.—*Intensidad de campo disruptiva de la "frecuentita" en función de la temperatura, para una tensión continua o alterna.*

ya que la mayor parte de las instalaciones de alta tensión trabajan con este tipo de tensión. Pero también desde un punto de vista exclusivamente teórico tiene especial interés el examen de las leyes de la descarga disruptiva con

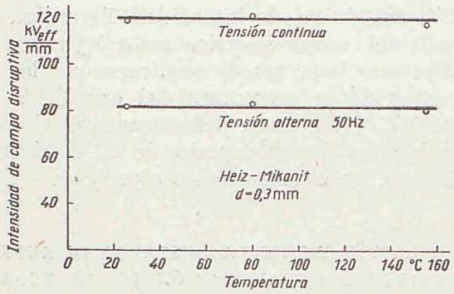


Fig. 16.—*Intensidad de campo disrupiva del "Heiz-Mikanit" en función de la temperatura, para una tensión continua o alterna.*

tensión alterna, ya que de él pueden surgir revelaciones relacionadas con el mecanismo de la descarga.

Los resultados que en este sentido se habían llegado a conocer hasta 1 932 eran sumamente contradictorios y no aclaraban nada. El trabajo experimental, realizado muy cuidadosamente por un alumno del que esto escribe, el Dr. Paul Perlick, en el Instituto "Heinrich Hertz" para la Investigación de Oscilaciones, de Berlín, puso, por primera vez, orden en el panorama, hasta entonces sumamente confuso, de los fenómenos. Hubo así de comprobarse que la inmensa mayoría de los resultados anteriores venía groseramente falseada por la distorsión del campo eléctrico en los bordes de los electrodos, a causa de descargas luminosas y de otras influencias. El señor Perlick, en un difícil y paciente estudio, logró despejar todas esas causas de error, con la ayuda valiosísima de otro cooperador del autor, el Dr. Andreas Gemant, de gran habilidad y experiencia en los ensayos que hubieron de realizarse. La descripción de estos trabajos experimentales, que debieron ser prolijos y variados, por las múltiples peculiaridades de las diferentes materias aislantes investigadas, nos llevaría demasiado lejos, y pueden, por otra parte leerse en la anteriormente aludida disertación del señor Perlick.

Los resultados de estos ensayos de Perlick, de los cuales vamos a dar en seguida un extracto, permiten reconocer, sin dejar lugar a duda, si hay descarga disruptiva térmica o descarga eléctrica, y muestran, además, muy claramente, el paso de un tipo de descarga al otro, que se

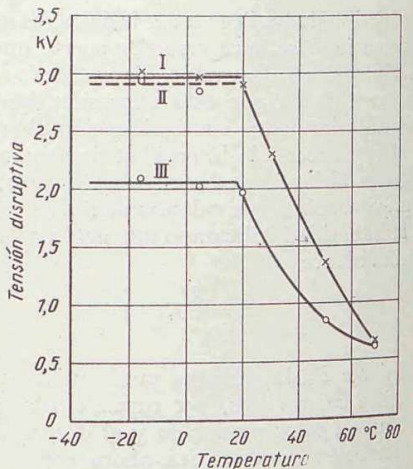


Fig. 17.—*Tensión disruptiva del aislante de un alambre esmaltado, en función de la temperatura. Obsérvese la transición de la descarga puramente eléctrica a la descarga debida al calentamiento.*

produce cuando se modifican las condiciones del ensayo.

Uno de los primeros ensayos que era necesario resolver se refería al efecto del paso de la

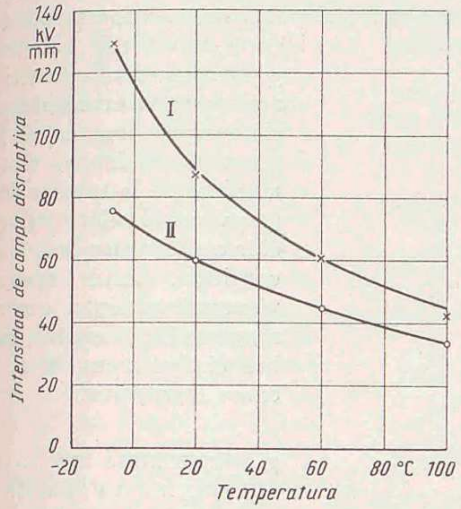


Fig. 18.—*Descarga puramente térmica del "pertinax", con tensiones continuas y alternas.*

tensión continua a tensión alterna de 50 períodos, en lo relativo a la rigidez dieléctrica. En una serie de trabajos anteriores, había resultado, para la tensión continua, un valor disruptivo considerablemente más alto que para la tensión alterna, aun tomando como base el valor máximo de la curva de tensión alterna. El problema, pues, era éste: ¿Es real esta diferencia y cómo se realiza el paso de 0 a 50 hz?

Teóricamente debía esperarse lo siguiente:

Cuando hay *descarga puramente eléctrica*, la tensión disruptiva es independiente de la frecuencia, pues lo importante es la amplitud de la tensión alterna, y ésta coincide con el valor de la tensión disruptiva continua.

Cuando hay *descarga puramente térmica*, el valor eficaz de la tensión alterna importa para la descarga disruptiva. Como con el campo alterno se producen en la materia aislante pérdidas adicionales, por efectos dieléctricos secundarios que aumentan con la frecuencia, el punto donde el equilibrio térmico se rompe se traslada hacia tensiones menores, a medida que la frecuencia crece; es decir, la tensión disruptiva baja cuando la frecuencia aumenta. Si las pérdidas adicionales juegan ya un papel a 50 hz, el valor eficaz de la tensión disruptiva estará, con esta frecuencia, por debajo del valor de la misma tensión disruptiva cuando esta tensión es continua. El valor eficaz se acerca a ese valor, cuando producimos la descarga disruptiva a frecuencias cada vez más bajas. Para dilucidar este problema, el señor Perlick construyó un generador de tensión alterna, fundado en el principio del conmutador de corriente, y con él se pudieron medir las tensiones disruptivas en el margen de 0,08 a 5 hz. Para el margen comprendido entre 10 y 10 000 hz, se disponía de alternadores de inducción ordinarios, y las frecuencias más altas, hasta 10^6 hz, se generaron con válvulas electrónicas. Y todavía se prosiguieron las mediciones de descarga hasta llegar al campo de las ondas ultracortas.

Los resultados de todas estas experiencias confirmaron, en todos sus aspectos, lo que en el terreno teórico se había previsto. He aquí una breve síntesis del abundante material disponible. El señor Perlick alteró también la temperatura en límites bastante amplios, y esto ha permitido una mejor inteligencia de las condiciones de la descarga disruptiva.

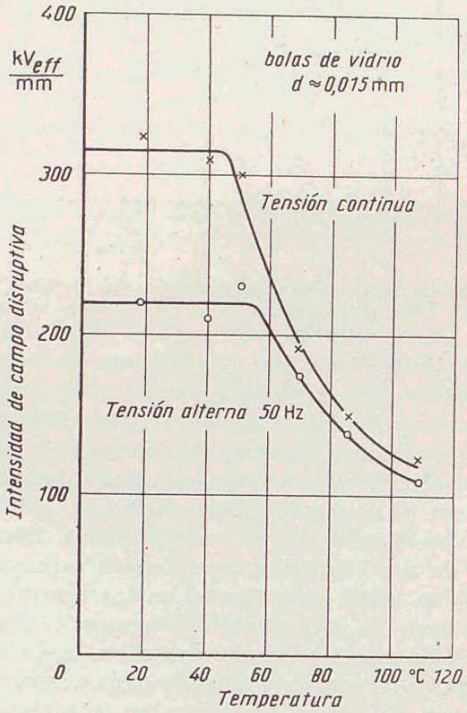


Fig. 19.—*Transición de la descarga puramente eléctrica a la térmica, con tensiones continuas y alternas, observada con esferitas de vidrio muy finas, en la gama de temperaturas del entorno de 50° C.*

En la sustancia cerámica llamada "frecuentita", que se caracteriza por una conductibilidad muy pequeña y pérdidas muy bajas, la descarga es puramente eléctrica. Esto lo prueba la *figura 15*. La intensidad del campo disruptivo es independiente de la temperatura, en todo el margen estudiado. Los valores disruptivos de tensión con-

tinua corresponden aproximadamente al valor máximo de la tensión alterna. El mismo resultado obtuvo con la materia "Heiz-Mikanit", de la firma Jaroslaw, de Berlín *(figura 16)*.

Para el aislamiento (de 0,4 mm de espesor) de un alambre barnizado de esmalte, resultaron las

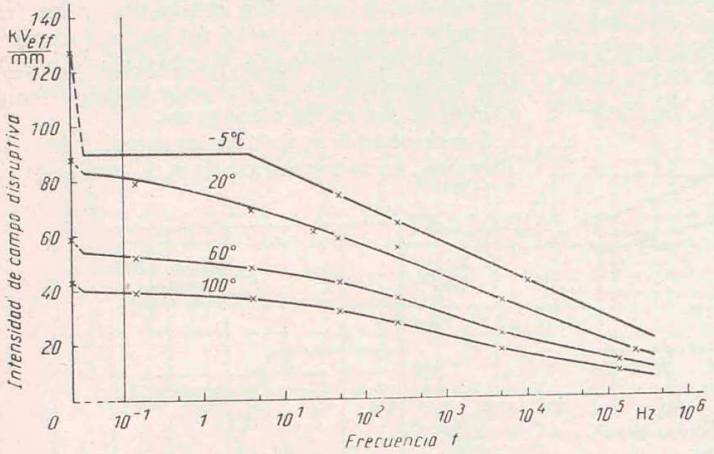


Fig. 20.—*Intensidad de campo disruptiva del "pertinax", en función de la frecuencia; transición sucesiva de la descarga eléctrica a la térmica.*

curvas de la *figura 17; I* representa los valores disruptivos con tensión continua; *III*, la tensión disruptiva eficaz de 50 hz. Por debajo de 18° C, aproximadamente, la descarga es puramente eléctrica; por tanto, el valor máximo de la curva de corriente alterna, línea *II*, coincide aquí con el valor de corriente continua. Por encima de 18° C hay descarga térmica, y juega todavía un papel importante, en las temperaturas bajas, la influencia del campo eléctrico. A medida que la temperatura sube, la influencia del calor va predominando cada vez más, y a partir de 70° C, aproximadamente, la descarga es ya puramente térmica. Entonces coinciden la curva *I*, para tensión continua, y la curva *III*, para tensión alterna eficaz.

En el "pertinax", que fué estudiado tanto en forma de planchas como en forma de tubos, se presentó la desçarga puramente térmica en todo el campo de temperaturas de — 5 a + 100° C *(figura 18)*. El hecho de que el valor eficaz de la tensión alterna de 50 hz, curva *II*, esté considerablemente por debajo de la tensión continua, curva *I*, se debe a las pérdidas adicionales, que a los 50 hz ya son apreciables. Si baja la frecuencia, las pérdidas disminuyen, y el valor eficaz de la tensión disruptiva se acerca, en forma progresiva, a la tensión continua, según vamos a ver.

En las experiencias realizadas con esferitas de vidrio muy finas (de unos 0,015 mm) la descarga térmica se encuentra por encima de los 50° C y la descarga eléctrica por debajo *(figura 19)*. La curva superior muestra las intensidades de campo disruptivas con tensión continua, y la curva inferior, las mismas intensidades eficaces con tensión alterna de 50 hz. En el campo térmico, ambas curvas coinciden prácticamente; pero en el de la descarga eléctrica, el valor máximo de la tensión alterna (1,4 veces el valor eficaz) coincide con el valor de la tensión continua. Estos resultados vienen también a confirmar nuestras hipótesis teóricas sobre el fenómeno de la descarga disruptiva.

7. INFLUENCIA DE LA FRECUENCIA EN LA TENSIÓN DISRUPTIVA

En la descarga puramente eléctrica, el alud de iones se forma con tanta velocidad, que sólo a frecuencias muy altas puede esperarse alguna dependencia entre la tensión disruptiva y la frecuencia. Todavía no existen, que nosotros

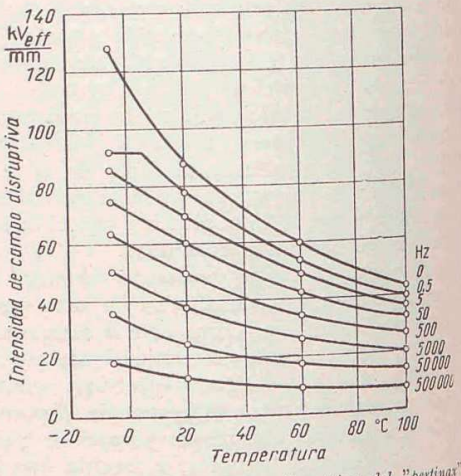


Fig. 21.—*Intensidad de campo disruptiva del "pertinax", en función de la temperatura (— 5° C a + 100° C), en una gama muy extensa de frecuencias (0 a 500 000 Hertz).*

sepamos, resultados experimentales a este respecto. En el margen de la descarga térmica, la tensión disruptiva debe reducirse cuando la frecuencia aumenta, y tanto más rápidamente

cuanto más altas sean las pérdidas dieléctricas. En nuestra primera publicación (año 1 922) sobre esta materia ya hubimos de subrayar este fenómeno y calcular aproximadamente el efecto de esta dependencia, confirmándose experimentalmente tales cálculos. Los estudios posteriores, muy detallados y precisos, realizados por el señor Perlick en un amplio margen de frecuencias, indujeron a ampliar la teoría y a comprobarla mediante ensayos experimentales. Y esta labor fué realizada, en un trabajo conjunto, por A. Gemant y el autor de este artículo (1), que llegaron a la conclusión de que, en un amplio margen de temperaturas (— 5 hasta 120° C) y de frecuencias (0,1 hasta 10^6 hz), hay la posibilidad de prever de antemano y medir cuantitativamente la variación de la intensidad de campo disruptiva dependiente de la frecuencia, si se conoce la ley de dependencia entre la temperatura y la frecuencia, entre la conductibilidad y las pérdidas dieléctricas. He aquí algunos resultados experimentales comparados con la teoría.

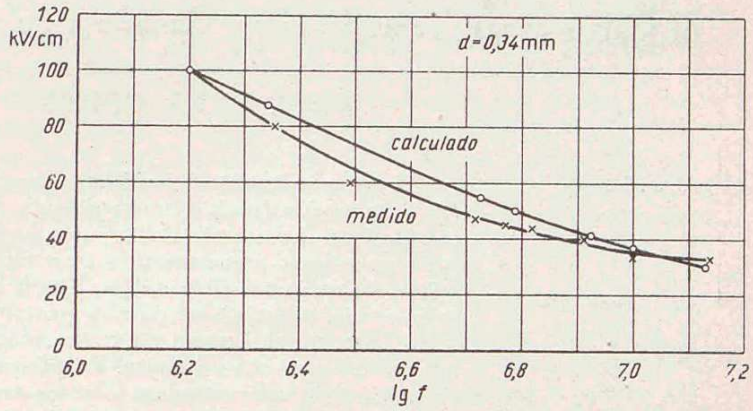


Fig. 22.—*Valores calculados y meidos de la intensidad de campo disruptiva, para planchas de vidrio, con frecuencias altas.*

La *figura 20* muestra la intensidad de campo disruptiva del "pertinax" para frecuencias comprendidas entre 0,05 y 500 000 hz y para temperaturas de — 5° C hasta + 100° C. Gemant y el autor han demostrado que se puede deducir de las constantes del material la modificación medida de la intensidad de campo disruptiva, en su dependencia con la frecuencia, y que los valores calculados coinciden con los valores medidos.

En la *figura 21* se muestran las intensidades de campo como función de la temperatura. La curva superior corresponde a la tensión continua (frecuencia cero); la siguiente, a una tensión alterna de 0,5 hz, y las restantes, a frecuencias de 5, 50, ..., 500 000 hz. Se ve cómo la intensidad de campo disruptiva disminuye cuando crece la temperatura, y cuando la frecuencia aumenta, a medida que también aumenta el calentamiento. Pero también se ve cómo las curvas correspondientes a tensiones alternas se van acercando cada vez más a la curva de la tensión continua, a medida que la frecuencia disminuye. No obstante lo cual, hasta 0,5 hz, las pérdidas son lo suficientemente grandes para que pueda establecerse una clara distinción con la tensión continua.

En el análisis numérico de la teoría son especialmente útiles las mediciones a frecuencias elevadas, ya que ha de investigarse la descarga puramente térmica. Análisis de este tipo fueron realizados por R. Becker en el Instituto "Heinrich Hertz". Se midieron las variaciones de temperatura y frecuencia con las pérdidas. Y los valores así obtenidos fueron utilizados para calcular la variación de la frecuencia de la tensión disruptiva.

La *figura 22* muestra un resultado de tal estudio comparativo. La coincidencia, relativamente grande, entre los valores calculados y los medidos, es una demostración de que la teoría ha tomado en consideración todas las circunstancias esenciales del fenómeno de la descarga disruptiva.

(1) Wagner, K. W., y Gemant, A.; "La variación de la frecuencia de la tensión disruptiva en el campo térmico", *S.-Ber. Preuss. Akad. Wiss., Phys.-Math. Kl.*, 9 (1 934).